

УДК: 524.354.6

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С КВАРКОВЫМ ЯДРОМ. I. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Г.Б.АЛАВЕРДЯН, А.Р.АРУТЮНЯН, Ю.Л.ВАРТАНЯН

Поступила 17 февраля 2003

Принята к печати 16 апреля 2003

Построен широкий набор реалистических уравнений состояния сверхплотного вещества с кварковым фазовым переходом на основе трех уравнений состояния нейтронного вещества и восьми вариантов странной кварк-глюонной плазмы, рассчитанных в рамках модели кваркового мешка МТИ. Приведены характеристики точек фазового перехода и проведено подробное исследование рассчитанных уравнений состояния со скачком плотности.

1. *Введение.* При сверхъядерных плотностях возможен фазовый переход из состояния, в котором кварки заключены внутри барионов, в состояние сплошной кварковой плазмы. В [1] рассматривался фазовый переход в сверхплотной ядерной плазме к так называемому странному кварковому веществу.

Из-за трудностей теории сильных взаимодействий описание кварковой фазы носит модельный характер. Отсутствие точного вида уравнения состояния (УС) как в нейтронной, так и в кварк-глюонной областях делает важным сравнение зависимости параметров соответствующих сверхплотных небесных объектов от варианта УС.

В многочисленных работах были рассчитаны модели странных звезд и проводился их разносторонний анализ [см., например, 2-7]. Однако значительно меньше работ посвящено исследованиям звездных конфигураций со скачком плотности [8-12].

В этой связи необходимо отметить наиболее полные расчеты [13-16] моделей со "смешанной фазой", содержащей кварковые образования разных конфигураций в виде каплеобразных, стержнеобразных и пластинообразных структур и предполагающей непрерывное изменение давления и плотности в области появления кварковой фазы [17]. Результаты этих авторов показали, что образование смешанной фазы кваркового и ядерного веществ может оказаться более или менее предпочтительным с энергетической точки зрения, чем обычный фазовый переход первого рода от нуклонного состояния к кварковому, в зависимости от величин локальной поверхностной и кулоновской энергий, связанных с формированием кварковых и ядерных структур смешанной фазы [13,14,16]. Неопределенность в значении

поверхностного натяжения странного кваркового вещества не позволяет в настоящее время однозначно выяснить, какой из вышеуказанных вариантов реализуется в действительности. Ниже мы рассматриваем случай, предполагающий такое поверхностное натяжение, которое приводит к фазовому переходу первого рода с возможностью сосуществования двух фаз.

В настоящей работе проводится подробное исследование слоистых конфигураций со скачком плотности, содержащих странное кварковое ядро. Путем сочетания трех УС нейтронного вещества с различными вариантами странной кварк-глюонной плазмы, рассчитанными в рамках модели кваркового мешка МТИ [18], построен широкий набор реалистических УС с кварковым фазовым переходом.

На основе рассчитанных УС проинтегрирована система уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова и найдены такие параметры нейтронных звезд со странным кварковым ядром, как масса, радиус, релятивистский момент инерции и красное смещение с поверхности звезды, а также масса и радиус кваркового ядра в допустимом диапазоне значений центрального давления. Эти результаты будут опубликованы отдельно (во второй части настоящей работы).

2. Уравнения состояния. Мы рассматривали переход к кварковой фазе в ядерной плазме, принимая для странного кваркового вещества модель кваркового "мешка". При этом, в зависимости от значений недостаточно точно определенных параметров сильного взаимодействия, приходящаяся на барион энергия может иметь как отрицательный, так и положительный минимум. Если в первом случае странное кварковое вещество не может находиться в термодинамически равновесном состоянии с барионной компонентой (случай образования странных звезд), то в последнем случае возможно термодинамическое равновесие между кварковой и нуклонной компонентами, которое осуществляется в нейтронных звездах с кварковой сердцевиной. Мы исследовали широкий набор соответствующих УС для различных вариантов нейтронной и кварковой фаз. В частности, для УС нуклонной компоненты рассмотрены модели нейтронного вещества, полученные в рамках теории релятивистского ядерного поля [19] на основе потенциалов [20-22], в которых учтено влияние двухчастичных корреляций в так называемом λ^0 -приближении [23-24]. Эти УС, использованные в околоядерной и надъядерной области плотностей ($3.56 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3 < \rho < 4.81 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$) и обозначаемые в настоящей работе посредством "Вопп" и "НЕА", сшиты с приведенными в [25] УС сверхплотного вещества для более низких плотностей. В качестве более "жесткого" по сравнению с "Вопп" и "НЕА" УС нейтронного вещества в расчетах использован также ВJ-V [26].

В результате сочетания трех указанных УС для нейтронной компоненты

с восемью вариантами странной кварк-глюонной плазмы, рассчитанными для реалистического диапазона параметров кваркового мешка ($B = 55 + 60$ МэВ/фм³, $m_s = 175 + 200$ МэВ, $\alpha_c = 0.5 + 0.6$), нами получен набор УС с кварковым фазовым переходом.

В табл.1 приведены обозначения различных вариантов для кварковой компоненты, а также значения приходящейся на барион энергии ϵ_{min} и барионной плотности n_{min} в точке минимума (см. подробности описания странного кваркового вещества в [27]). Здесь B - постоянная "мешка", характеризующая вакуумное давление и обеспечивающая конфайнмент, α_c - постоянная кварк-глюонного взаимодействия и m_s - масса странного кварка.

Таблица 1

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ВАРИАНТЫ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

Обозначение	m_s , МэВ	B , МэВ/фм ³	α_c	ϵ_{min} , МэВ	n_{min} , фм ⁻³
<i>a</i>	175	55	0.5	10.44	0.258
<i>b</i>	200	55	0.5	20.71	0.263
<i>c</i>	175	55	0.6	28.61	0.258
<i>d</i>	175	60	0.5	28.97	0.276
<i>e</i>	200	55	0.6	38.24	0.259
<i>f</i>	200	60	0.5	39.12	0.282
<i>g</i>	175	60	0.6	47.44	0.275
<i>h</i>	200	60	0.6	56.90	0.277

Из табл.1 следует, что для всех вариантов изменение значения n_{min} не превосходит 7%. Более чувствительна к параметрам кварковой модели глубина энергетической ямы ϵ_{min} . Изменение одного из параметров на десять процентов приводит к изменению ϵ_{min} более чем в два раза.

Если в нуклонной фазе зависимость средней энергии на барион ϵ от концентрации барионов n имеет монотонно возрастающий характер, то в кварковой фазе эта же величина имеет минимум ϵ_{min} , соответствующий рождению кварков. На рис.1 приведена зависимость средней энергии на барион от удельного объема $1/n$ для различных моделей кварковой плазмы (кривые, рядом с которыми указаны им соответствующие буквенные обозначения по данным табл.1). Здесь же приведены графики для трех вариантов УС нейтронного вещества (1 соответствует "HEA", 2 - "Boпп", 3 - "BJ-V").

Отметим, что условия для реализации фазового перехода к кварковой фазе и термодинамического равновесия с нуклонной компонентой, как показал анализ, осуществимы только для одиннадцати УС из рассмотренных двадцати четырех, причем для трех отмеченных моделей нейтронного вещества равновесие и одновременное сосуществование с кварковыми

вариантами e , g и h , для которых ϵ_{min} имеет высокие значения, невозможно. Поясним сказанное. Как известно, фазовый переход первого рода от нуклонной фазы к кварковой происходит при давлении P_0 , если выполнены условия Гиббса: $\mu_N(P_0) = \mu_Q(P_0)$ и $\mu_N(P) > \mu_Q(P)$ при $P > P_0$, где P_0 - давление в точке фазового перехода, а μ_N и μ_Q - химические потенциалы нуклонной и кварковой фаз соответственно. На рис.2 представлены зависимости химических потенциалов от давления для нуклонного вещества с УС Вопп (сплошная линия) и различных кварковых моделей. Пунктирные линии изображают зависимость $\mu_Q(P)$ для кварковых

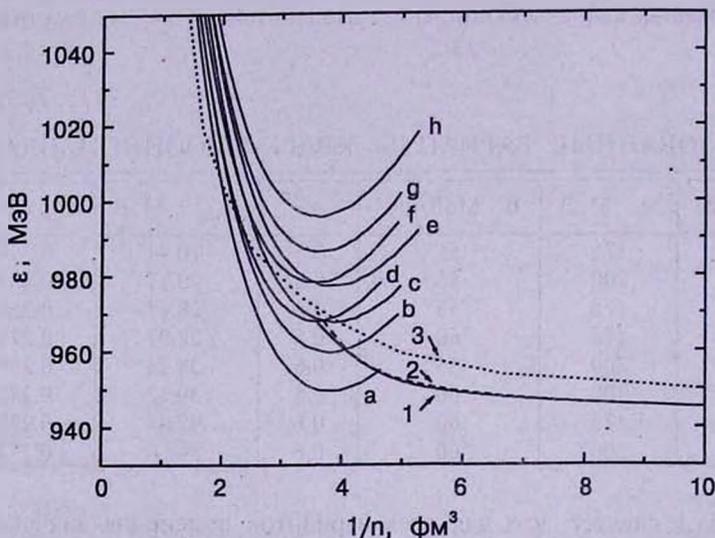


Рис.1. Средняя энергия, приходящаяся на барион, в зависимости от удельного объема $1/n$ для нейтронного вещества и кварк-глюонной плазмы. Кривые 1, 2, 3 представляют УС нейтронного вещества "HEA", "Voпп" и "BJ - V" соответственно. Кривые с буквенными обозначениями представляют УС кваркового вещества в соответствии с вариантами табл.1.

моделей. Рядом с кривыми приведены обозначения моделей в соответствии с табл.1. Аналогичный вид имеют соответствующие кривые и в случае двух других нуклонных УС. Пересечение пунктирных кривых со сплошной кривой соответствует фазовому переходу от нуклонной компоненты к соответствующей кварковой модели. Из рис.2 видно, что кварковые модели с высокими значениями ϵ_{min} (модели e , g и h) не имеют точек фазового перехода. Для таких моделей ситуация аналогична странным звездам (SS), с той отличительной особенностью, что в случае SS $\epsilon_{min} < 0$, в то время как здесь $\epsilon_{min} > 0$.

В табл.2 для различных моделей приведены значения давления P_0 , плотностей энергии ρ_N и ρ_Q и барионных плотностей n_N и n_Q в нуклонной и кварковой фазах соответственно в точке фазового перехода. В последнем столбце приводится параметр скачка плотности λ , который в случае

релятивистских моделей дается выражением $\lambda = \rho_Q / (\rho_N + P_0/c^2)$ [28], и значениями которого определяются области устойчивости слоистых моделей на кривой зависимости массы звезды M от центрального давления P_c .

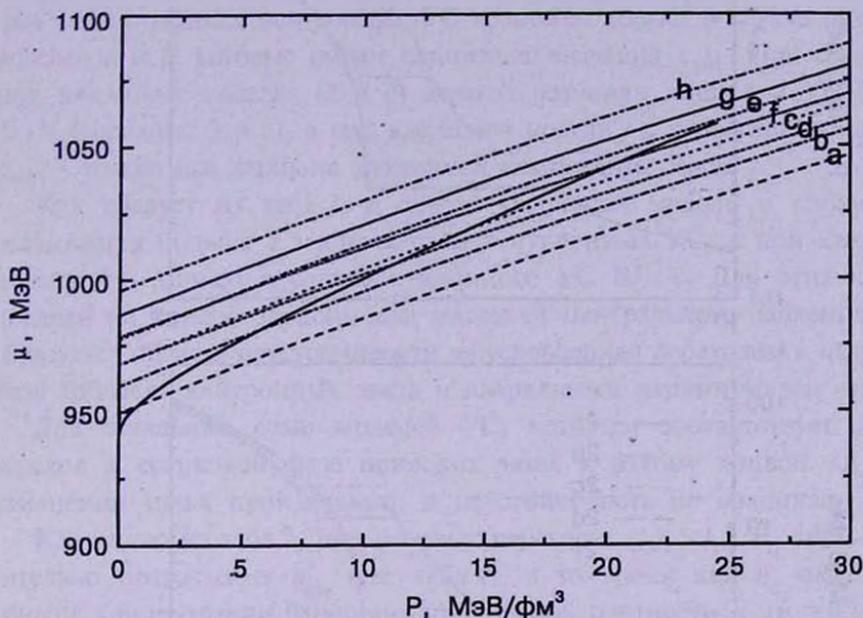


Рис.2. Зависимость химических потенциалов от давления для нуклонного вещества с УС Вонн (сплошная кривая) и различных вариантов кваркового вещества (в соответствии с обозначениями табл.1).

Одиннадцать УС с фазовым переходом даны обозначения, в которых цифра относится к нуклонной компоненте (1 соответствует HEA, 2 - Wonn, 3 - VJ - V), а буква - к кварковой модели, параметры которой приведены в табл.1. Так, например, модель с обозначением 2d - это

Таблица 2

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОЧЕК ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ДЛЯ УРАВНЕНИЙ СОСТОЯНИЯ СО СКАЧКОМ ПЛОТНОСТИ

УС	P_0 , МэВ/фм ³	ρ_N , 10 ¹⁴ г/см ³	ρ_Q , 10 ¹⁴ г/см ³	n_N фм ⁻³	n_Q фм ⁻³	λ
3a	0.199	0.861	4.421	0.051	0.262	5.11
2a	0.758	2.023	4.454	0.120	0.264	2.19
1a	0.762	2.073	4.454	0.123	0.264	2.13
3b	0.796	1.725	4.531	0.102	0.266	2.60
3d	5.291	3.859	5.103	0.225	0.296	1.291
2b	5.674	3.513	4.827	0.207	0.283	1.34
1b	5.979	3.478	4.845	0.205	0.284	1.35
3c	6.013	4.069	4.777	0.237	0.277	1.14
2d	11.219	3.958	5.449	0.232	0.316	1.31
2c	14.107	4.120	5.249	0.241	0.304	1.20
2f	20.273	4.473	6.086	0.261	0.348	1.26

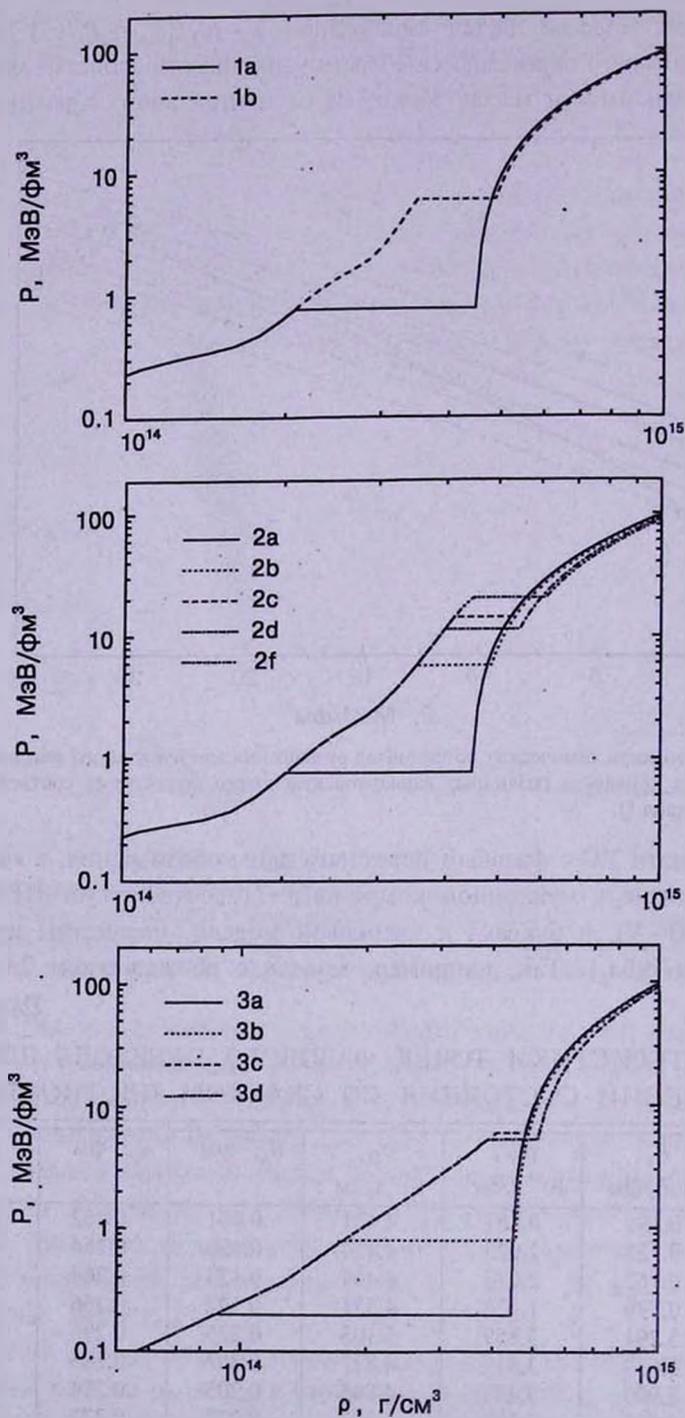


Рис.3. Уравнения состояния с кварковым фазовым переходом первого рода. Обозначения те же, что и на рис.1, 2. Цифра относится к нуклонной компоненте (1 соответствует "HEA", 2 - "Волл", 3 - "VJ-V"), а буква - к кварковой модели.

модель УС, в которой в качестве нуклонной компоненты выбран вариант Вопп, а для кварковой - вариант d табл.1.

Из табл.2 видно, что фазовый переход к кварковому состоянию для всех трех рассмотренных нейтронных УС возможен только в случае кварковых моделей a и b , которые имеют наименьшие значения ϵ_{min} . При следующих двух кварковых моделях (c и d) переход возможен лишь для УС Вопп и ВJ-V (варианты 2 и 3), а при кварковой модели f с относительно высокой ϵ_{min} - только для варианта нуклонной компоненты Вопп.

Как следует из табл.2, в случае кварковой модели a параметр λ оказывается больше 1.5 для всех трех нуклонных УС, а при кварковой модели b - только в случае нуклонного УС ВJ-V. Для этих четырех моделей на кривой зависимости массы от центрального давления $M(P_c)$ образуется область неустойчивости, обусловленная переходом к кварковой фазе (область нейтронных звезд с кварковыми ядрами малых масс).

Для остальных семи моделей УС, которым соответствует $\lambda < 1.5$, переход к кварковой фазе приводит лишь к излому кривой $M(P_c)$ без изменения знака производной, и неустойчивость не возникает.

Как видно из табл.2, при фазовых переходах с $\lambda > 1.5$ n_Q лишь незначительно превосходит n_{min} (см. табл.1), в то время как n_N оказывается меньше концентрации барионов при ядерной плотности n_0 ($n_0 = 0.15 \text{ фм}^{-3}$). В случае же кварковых моделей с относительно высоким ϵ_{min} (для которых $\lambda < 1.5$) n_N оказывается значительно выше n_0 . Для этих моделей с относительно малым скачком плотности оказывается весьма высоким и давление P_0 , при котором происходит фазовый переход.

На рис.3 представлены УС со скачком плотности для всех рассмотренных вариантов в координатах (P, ρ) . Использование соответствующих УС приводит к реализации моделей нейтронных звезд со странным кварковым ядром.

Данная работа поддержана Армянским национальным фондом по науке и образованию (ANSEF Grant No.PS 140) и выполнена в рамках темы №0842, финансируемой Министерством образования и науки РА.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: yuvartanyan@ysu.am

NEUTRON STARS WITH A QUARK CORE.

I. EQUATIONS OF STATE

G.B.ALAVERDYAN, A.R.HARUTYUNYAN, Yu.L.VARTANYAN

The wide set of realistic equations of state of superdense matter with a quark phase transition is constructed based on the three equations of state of neutron matter and the eight variants of strange quark-gluon plasma, calculated within the framework of MIT "quark bag" model. The characteristics of phase transition are presented and thorough investigation of the calculated equations of state with a density jump is carried out.

Key words: *stars:neutron:quark core*

ЛИТЕРАТУРА

1. E.Witten, Phys. Rev., D30, 272, 1984.
2. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
3. P.Haensel, J.L.Zdunik, R.Schaeffer, Astron. Astrophys., 160, 121, 1986.
4. Л.А.Кондратюк, М.И.Криворученко, Б.В.Мартемьянов, Письма в Астрон. ж., 16, 954, 1990.
5. F.Weber, N.K.Glendenning, LBL-33066, 1992.
6. Ю.Л.Вартанян, А.Р.Арутюнян, А.К.Григорян, Письма в Астрон. ж., 21, 136, 1995.
7. S.B.Khadkikar, A.Mishra, H.Mishra, Mod. Phys. Lett., A10, 2651, 1995.
8. P.A.Carinhas, Astrophys. J., 412, 213, 1993.
9. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, Докл. НАН РА, 95, 98, 1995.
10. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Астрофизика, 44, 323, 2001.
11. Г.Б.Алавердян, А.Р.Арутюнян, Ю.Л.Вартанян, Письма в Астрон. ж., 28, 29, 2002.
12. А.Р.Арутюнян, Астрофизика, 45, 307, 2002.
13. H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.F.Staubo, Phys. Rev. Lett., 70, 1355, 1993.
14. C.P.Lorenz, D.G.Ravenhall, C.J.Pethick, Phys. Rev. Lett., 70, 379, 1993.
15. N.K.Glendenning, astro-ph/9706236, 1997.
16. H.Heiselberg, M.Hjorth-Jensen, nucl-th/9902033, 1999.
17. N.K.Glendenning, Phys. Rev., D46, 1274, 1992.
18. A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn, V.F.Weisskopf, Phys. Rev., D9, 3471, 1974.
19. F.Weber, N.K.Glendenning, M.K.Weigel, Astrophys. J., 373, 579, 1991.
20. R.Machleidt, K.Holinde, Ch.Elster, Phys. Rep., 149, 1, 1987.

21. *K.Holinde, K.Erkelenz, R.Alzetta*, Nucl. Phys., **A194**, 161, 1972.
22. *K.Holinde, K.Erkelenz, R.Alzetta*, Nucl. Phys., **A198**, 598, 1972.
23. *P.Poschenrieder, M.K.Weigel*, Phys. Lett., **B200**, 231, 1988.
24. *P.Poschenrieder, M.K.Weigel*, Phys. Rev., **C38**, 471, 1988.
25. *Г.С.Бисковатый-Коган*, Физические вопросы теории звездной эволюции, Наука, М., 1989.
26. *R.C.Malone, M.B.Johnson, H.A.Bethe*, Astrophys. J., **199**, 741, 1975.
27. *E.Farhi, R.L.Jaffe*, Phys. Rev., **D30**, 2379, 1984.
28. *M.J.Lighthill*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **110**, 339, 1950.